



TITLE:

# 原子核とマイクロクラスターの分裂理論(原子核とマイクロクラスターの類似性と異質性)

AUTHOR(S):

和田, 隆宏

---

CITATION:

和田, 隆宏. 原子核とマイクロクラスターの分裂理論(原子核とマイクロクラスターの類似性と異質性). 物性研究 1997, 68(2): 205-208

ISSUE DATE:

1997-05-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/96031>

RIGHT:

## 原子核とマイクロクラスターの分裂理論

甲南大学理学部物理 和田隆宏

原子核とマイクロクラスターは、ともに有限多体系であり、殻構造に代表されるように共通の特徴を多く有している [1]。本研究会は、両者の共通性と異質性を議論することを目的としているが、本講演は中でも分裂現象に着目してこれを論じてみたい。

分裂反応 (fission) は、有限多体系におけるもっとも劇的な反応の一つであり、非常に大振幅の集団運動である。原子核とクラスター (特に金属クラスター) を比較すると、分裂現象に対して大きな違いがあることがわかる。分裂現象を考える際には、両者とも密度一定の物質として扱ってよいであろう。このとき、原子核 (クラスター) の総結合エネルギー  $\Delta E$  を、質量数 (クラスターサイズ)  $n$  の関数として展開すると、次のようになる。

$$\Delta E = a_v n + a_s n^{2/3} + a_c \frac{Q^2}{n^{1/3}}$$

$a_v n$  は体積項であり、密度一定の変形に際してはその値は変化しない。次の  $a_s n^{2/3}$  の項は、表面積に比例するので、表面エネルギーと呼ばれる。分裂の原動力となるのは電荷のクーロン力による反発であり、このエネルギーは、 $a_c Q^2 / n^{1/3}$  で与えられる。ただし、 $Q$  は総電荷である。他に、 $n^{1/3}$  に比例する曲率エネルギーなどが考えられるが、変形に際して重要な寄与をするのは、表面エネルギーとクーロンエネルギーの二項である。前者は、分裂方向の変形とともに増加し、後者は減少する。この競合により、分裂障壁の位置と高さが決まる。

原子核とクラスターの分裂を比較するとき、まずもっとも異なるのは、(安定) 原子核が  $\beta$  安定線と呼ばれる  $(Z, N)$  平面 ( $Z$  は陽子数、 $N$  は中性子数) の限られた領域に存在し、荷電質量比がほぼ一定値に限られるのに対し、クラスターでは、原理的にクラスターサイズと電荷量は独立に与えることができる点である。さらに、原子核では表面エネルギーの大きさや核子の結合エネルギーは与えられたものと考えられるのに対し、クラスターでは、構成原子を選ぶことで表面エネルギーと原子の結合エネルギーの比を変えることができる点も注目すべきである。すなわち、クラスターでは、原子核に比べてはるかに豊富な現象が期待できるのである。また、原子核では電荷が体積内に一様に分布すると考えてよいのに対し、(金属) クラスターでは表面電荷で、表面の電位が一定となるように分布する点でも異なり、金属クラスター特有の特異な崩壊モードも指摘されている [2]。

分裂の起こりやすさを論じるときに、便利な目安として分裂度 (fissility) と呼ばれる量がある。これは、表面エネルギーとクーロンエネルギーの比から得られるもので、この値が 1 になると、その物体は分裂モードに対して不安定になる、すなわち分裂障壁が 0 になる。分裂度  $x$  は、電荷とサイズの関数であり、 $x = (Q^2/n) / (Q^2/n)_{crit}$  と表される。 $(Q^2/n)_{crit} = 2a_s/a_c$  の値は、物質により決まっており、原子核では約 50、金属クラスターでは、構成原子によって 0.2-2 程度の値となる。すなわち、クラスターでは原子核に比べてはるかに小さい電荷しか安定に保有することができない

ことがわかる。この違いは、原子核では、表面張力が強い相互作用に起因するのに対して、クラスターでは、電磁相互作用に起因することによる。

原子核における分裂現象は、1938年に Harn と Strassman により発見され [3]、Frisch により fission という名がつけられた。直後に、Bohr と Wheeler [4] により複合核描像と統計力学的考察に基づく分裂幅の理論が提唱され、現在でも実験データの解析における標準的なモデルとして使われている。この理論は、化学でいう遷移状態理論 (transition state theory) に対応しており、平衡状態 (球形) の準位密度と遷移状態 (鞍部点) の準位密度の比によって遷移確率を求めるものである。適当な近似の下では、その分裂幅は、 $\exp(-B_f/T)$  に比例する。ここで、 $B_f$  は分裂障壁の高さ、 $T$  は複合核の温度で、準位密度パラメータ  $a$  を通じて、複合核の励起エネルギー  $E$  と  $E = aT^2$  で結びついている。

核分裂は、自発核分裂と誘起核分裂に大別できるが、ここで議論するのは誘起核分裂である。すなわち、原子核が中性子の入射や重イオン衝突によりエネルギーを得て、そのエネルギーが個々の核子に分配され複合核を形成した後、核分裂自由度に分配されるエネルギーの揺らぎにより分裂を起こす現象を扱う。自発核分裂ではその寿命は比較的長く、半減期の直接測定が可能である。これに対して、誘起核分裂では分裂の寿命は短く、実験でこれを直接測定することは困難で、主に、中性子などの粒子放出の後、放出残留核となる断面積との比率を測定することにより、この比を説明できる分裂幅が決定される。このようにして求めた核分裂幅から、Bohr-Wheeler の理論と整合する分裂障壁が決定でき、分裂障壁の系統的な研究が行われてきた [5]。

分裂障壁を理論的に評価する試みも多くなされてきている。原理的には、核子間力から出発して、任意の変形核のエネルギーを求め、平衡点と鞍部点を求めればよいのであるが、現実には、変形エネルギーのうち核力とクーロン力に起因する部分がそれぞれ 100 MeV のオーダーで、その差の数 MeV が実際の障壁となるので、これを核子間力から求めることは非常に難しい。通常は、巨視的・微視的アプローチが用いられる。これは、エネルギーの主要な部分を液滴モデルなどの巨視的モデルに基づいて求め、個々の核子の準位分布から生じる殻補正エネルギーは、微視的モデルから求めようとするものである [6]。この方法は、非常な成功を収めており、実験データとコンシステントな分裂障壁が得られている。

では、核分裂は Bohr-Wheeler 理論で完全に理解できたのだろうか。比較的励起エネルギーが低く、角運動量の小さい複合核では、分裂幅を Bohr-Wheeler 理論で求めることで、実験データを整合的に説明できたが、励起エネルギーが高い複合核では矛盾が生じてきた。これは、実験的に複合核から放出される軽粒子 (中性子、陽子、 $\alpha$  粒子など) のエネルギー分布を精度よく測定することにより、分裂前 (複合核) に放出された成分と分裂後 (分裂片) に放出された成分に分離できるようになったことによる。この結果、励起エネルギーが高くなるに連れて、Bohr-Wheeler 理論 (通常統計モデルとよばれる) によって算出されるより多くの粒子が分裂前に放出されることが明らかとなった [7]。これは、分裂の時間スケールが統計モデルによる値よりゆっくりであることを示している。現象論的には、遅延時間という考えを導入することにより、分裂幅が 0 になる時間を設定し、この時間を実験データから導出することに成功している。その大きさは、 $10^{-20}$  から  $10^{-19}$  s のオーダーであり、核種や励

起エネルギーに大きく依存しないことが明らかになった [7]。理論的には、核分裂自由度のような集団運動は、核子自由度に比べて熱平衡に達する時間が長く、この大きさがほぼ遅延時間に相当すると考えられる。

分裂自由度を含む集団運動をブラウン粒子に見たて、核子個々の運動を熱浴と考えることで、核分裂を非平衡過程として取り扱う動的理論は、すでに 1940 年に Kramers [8] により提唱されていたが、この理論を積極的に必要とする実験事実が当時なかったことから、実験の解析には取り扱いの簡単な Bohr-Wheeler 理論が広く用いられてきた。両者の違いは、動的理論が非平衡過程を取り扱えるのに対し、Bohr-Wheeler 理論は、準定常（準平衡）過程の理論である点にある。ようやく 1980 年代に入って、Fokker-Planck 方程式やこれと等価な Langevin 方程式を用いた動的取り扱いがなされている [9]。特に、核分裂では、いわゆる分裂自由度以外にネッキング自由度や質量非対称自由度などを考慮することが重要であり、多自由度問題を扱わねばならず、高速な計算機が必要とされるが、計算機の日覚しい発達により、最近では、質量非対称性を含めた 3 自由度の計算が実用となっており、核分裂幅のみでなく、分裂片の運動エネルギー分布や質量分布をも同時に実験値を説明できるようになってきている [10]。この際、変形に伴う集団運動エネルギーの散逸の巨視的模型としてどのようなものが適当か、その強さはどのようなものかが重要な情報となるが、多自由度模型により多くの実験データを同時に説明することから、選別が可能になると考えられている。

一方、マイクロクラスターの分裂はどうであろうか。残念ながら、関与するエネルギースケールが大きく異なるため、クラスターでは原子核のように個々の反応を始状態から終状態まで追跡することは難しく、どのような質量と電荷を持ったクラスターが何個生成された、もしくは生き残った、という情報が主要なものである。特に、反応の始状態を明確に指定できないのが解析を難しくしている。実験的には、アルカリ金属クラスター（特に Na）に対して、いわゆる限界サイズの測定がなされている [11]。限界サイズとは、ある電荷を安定に保有できる最小サイズ（粒子数）のことで、分裂や荷電モノマー放出と中性モノマー放出との競合によって決定される量である。ここで、用語について注意しなければならない。クラスターの世界では、多くの場合、荷電モノマー放出までを含めて一般に荷電が分かれる反応を分裂 (fission) と呼ぶが、本報告では対称分裂に近い、質量の大きな 2 片に別れるもののみを分裂と称し、荷電モノマー放出と区別する。実際には、Na の限界サイズは荷電モノマーや荷電トリマーの放出によって決定されているようである [12]。

では、クラスターで対称分裂を観測できる領域はあるのだろうか？この疑問に答えるため、我々は、簡単な模型に基づき対称分裂幅、中性モノマー放出幅、荷電モノマー放出幅を周期率表中の多くの金属元素について評価してみた。模型は、以下のようなものである [13]。モノマー放出幅は、原子核物理における Weisskopf 理論 [14] に基づいて計算する。この理論は、詳細釣合いの原理に基づくもので、逆反応の断面積と状態数の比から放出幅を決定する。クラスターの準位密度に対しては、Kassel の公式を用いた [15]。一方、対称分裂幅に対しては、Bohr-Wheeler 理論（遷移状態理論）を用いた。ただし、鞍部点の準位密度は、接触する 2 つの球形クラスター配位を仮定して求め、分裂障壁は、この配位での障壁に fissility に応じた減衰係数を乗

じて求めた。これらの算出に必要な基礎データとして、表面エネルギー、密度、凝集エネルギー、仕事関数などは、巨視的な物質に対する文献値を用いた[16]。この結果、アルカリ金属やアルカリ土類では荷電モノマー（あるいはトリマーなど）放出が限界サイズを決める過程であること、表面張力が弱く、モノマーの結合エネルギーが大きいクラスターでは、対称分裂が観測できる可能性があること、クラスターサイズにより限界サイズを決める過程が変化することなどが予想されている[13]。

今後の方向としては、以下のようなことが考えられよう。まず、対称分裂幅を求める際の模型の単純さの改良である。分裂障壁に関しては、各変形に対して液滴エネルギーを忠実に求め、鞍部点や障壁の高さを求めること、さらに、第1原理計算の結果と比較検討することが必要である。準位密度についても、現在用いているものは固体に対して用いるべきもので、問題にしている（金属）クラスターが液相であると考えられることから、これにふさわしい準位密度公式を用いる必要がある。最後に、マイクロクラスターでは、原子核のようなダイナミクスを論じる段階にはいたっていないが、同様のメカニズムは考慮に値するであろう。

## References

1. S. Bjornholm, in *Clusters of Atoms and Molecules*, Springer Series in Chemical Physics **52** (Springer Verlag, 1994), p.141.
2. V.V. Pashkevich et al., Contribution paper to 8th Int. Symp. on Small Particles and Inorganic Clusters (Copenhagen, 1996), C7-10.
3. O. Hahn and F. Strassmann, *Naturwissenschaften* **26**, 755 (1938).
4. N. Bohr and J.A. Wheeler, *Phys. Rev.* **56**, 426 (1939).
5. R. Vandenbosch and J.R. Huizenga, *Nuclear Fission*, (Academic Press, 1973).
6. V.M. Strutinsky, *Nucl. Phys.* **A95**, 420 (1967).
7. D.J. Hinde et al., *Nucl. Phys.* **A502**, 497c (1989), and references therein.
8. H.A. Kramers, *Physica (Utrecht)* **7**, 284 (1940).
9. P. Grangé, Li Jun-Qing and H.A. Weidenmüller, *Phys. Rev.* **C27**, 2063 (1983).  
Y. Abe et al., *J. Phys. Colloq. France*, **47**, c4-329 (1986).
10. T. Wada et al., *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3538 (1993); T. Wada et al., in *Proc. Tours Symposium on Nuclear Physics II*, (World Scientific, 1995) p.470.
11. U. Näher et al., *Z. Phys.* **D31**, 191 (1994).
12. P. Fröbrich, *Phys. Lett.* **A202**, 99 (1995).
13. M. Ohta et al., Contribution paper to 8th Int. Symp. on Small Particles and Inorganic Clusters (Copenhagen, 1996), C7-13.
14. V. Weisskopf, *Phys. Rev.* **52**, 295 (1937).
15. L.S. Kassel, *J. Phys. Chem.* **32**, 225 (1928).
16. C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, (Wiley & Sons, 1996).